

"КАПЛЕОБРАЗОВАНИЕ" ПРИ РАЗОГРЕВЕ ГАЗА НЕВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЭКСИТОНОВ

В.В.Осинов

Показано, что в условиях разогрева идеального газа экситонов происходит его расслоение, если время релаксации импульса "горячих" экситонов является возрастающей функцией их энергии. Аналогичный эффект реализуется и при разогреве электронно-дырочной плазмы.

При больших концентрациях экситонов, когда их взаимодействие носит характер притяжения, происходит образование капель электронно-дырочной жидкости [1]. Энергия взаимодействия между экситонами весьма мала, причем ее величина, а возможно и даже знак, существенно зависят от деталей энергетического спектра конкретного полупроводника [1]. В данном сообщении обращается внимание на то, что явление аналогичное каплеобразованию, может происходить и в системе идеального (невзаимодействующего) газа экситонов при его разогреве.

В полупроводниках экситоны большого радиуса образуются в результате связывания неравновесных электронов и дырок, возникающих при фотовозбуждении или инжекции из p - n -перехода. Энергия, которая выделяется при связывании носителей в экситон, передается фононам или экситонам. При больших концентрациях экситонов последний процесс может быть определяющим. В результате температура экситонов будет отличаться от температуры решетки T_0 , когда время столкновений между экситонами меньше характерного времени рассеяния их энергии на фононах. В этих условиях концентрация экситонов n и их эффективная температура T определяются следующей системой уравнений [2, 3]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\operatorname{div} J + R_2 - \frac{n}{\tau_r}; \quad \frac{3}{2} \frac{\partial n T}{\partial t} = -\operatorname{div} q_\epsilon + W - n \frac{T - T_0}{\tau_\epsilon}, \quad (1)$$

где R_2 и τ_r – скорость генерации и время рекомбинации экситонов, $\tau_\epsilon = \tau_\epsilon^0 (T/T_0)^s$ – время релаксации их кинетической энергии, W – мощность поступающая в экситонную систему при связывании электронов и дырок в экситон, а также за счет рассеяния их кинетической энергии на экситонах. Плотность потоков концентрации экситонов J и их энергии q_ϵ при степенной зависимости времени релаксации импульса экситона от его энергии ($\tau_p \sim T^a$), соответственно равны [2, 3]:

$$J = -\nabla(Dn) = -D \nabla n - (a+1) Dn \frac{1}{T} \nabla T, \quad (2)$$

$$q_\epsilon = -\left(\frac{5}{2} + a\right) \nabla(DTn) = -\left(\frac{5}{2} + a\right) [DT \nabla n - (2+a) Dn \nabla T], \quad (3)$$

где D – коэффициент диффузии экситонов.

Линеаризуя уравнения (1) – (3) относительно возмущений вида $\delta T = (\delta T)_0 \exp(\gamma t + ikr)$ получим дисперсионное уравнение

$$\frac{3}{2} \tau_\epsilon \tau_r \gamma^2 + \left[k^2 \tau_\epsilon L^2 (5 + 3\alpha + \alpha^2) + \frac{3}{2} \tau_\epsilon + \tau_r \left(1 - S + S \frac{T_0}{T} \right) \right] \gamma + k^4 l^2 L^2 + k^2 \left\{ l^2 (2 + \alpha) - L^2 \left[\alpha + S - (1 + \alpha + S) \frac{T_0}{T} \right] \right\} + 1 - S + S \frac{T_0}{T} = 0, \quad (4)$$

из которого следует, что однородное распределение плотности экситонов становится аperiодически неустойчивым относительно

$$k_0 = (lL)^{1/2} (1 - S + S T_0 / T)^{1/4} \quad (5)$$

при

$$\alpha + S - (1 + \alpha + S) \frac{T_0}{T} > 2 \frac{l}{L} \left(1 - S + S \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} + (2 + \alpha) \left(\frac{l}{L} \right)^2, \quad (6)$$

где $L = (D\tau_r)^{1/2}$ – диффузионная длина экситонов, $l = \left[\left(\frac{5}{2} + \alpha \right) D\tau_\epsilon \right]^{1/2}$ – длина их остывания (пробега по энергии). В реальных полупроводниках время рекомбинации экситона τ_r на несколько порядков величины превосходит τ_ϵ [1], а следовательно $l/L \ll 10^{-1} - 10^{-2}$. За счет малости этого отношения условие (6) выполняется при разогреве экситонов, когда

$$\alpha + S > 0. \quad (7)$$

Подчеркнем, что это условие является существенно более мягким, чем условие перегретной неустойчивости $\alpha + S > 1$ [2, 3]. Экситоны большого радиуса представляют собой макроскопические образования [1], а поэтому следует ожидать, что их времена релаксации не должны принципиально отличаться от времен релаксации образующих их электронов и дырок. При низких температурах носители, как правило, рассеивают импульс на заряженных центрах. В этом случае $\alpha = 3/2$, а так как $S \gg 1/2$ [2, 3], то условие (7) выполнено независимо от механизма релаксации энергии, причем, как следует из (6), величина критической температуры, при которой происходит расслоение, $T_K \ll 2T_0$.

Расслоение идеального газа экситонов связано с тем, что характерная длина распределения концентрации экситонов L существенно превосходит характерную длину их остывания l . Действительно, рассмотрим эволюцию флуктуации температуры δT , возникающую в области с характерным размером $(lL)^{1/2}$. Так как этот размер, намного превосходит l , то можно считать, что уравнение теплового баланса экситонов $W = n(T - T_0) / \tau_\epsilon$ выполняется локально. Вместе с тем, горячие экситоны за счет термотока будут интенсивно выбрасываться из этой более

разогретой области, в результате их концентрация в ней уменьшится, а следовательно уменьшится и мощность, отдаваемая экситонами решетке. Так как мощность W , поступающая к системе экситонов однородна, то это приведет к дальнейшему возрастанию флуктуации δT . Как результат этого газ экситонов разобьется на области с характерным размером $(lL)^{1/2}$, который для реальных параметров полупроводника составляет $10^{-2} - 10^{-3}$ см. Возникновение областей с различными значениями концентрации экситонов и их температуры, прежде всего, должно проявляться в аномалии рассеяния длинноволнового света, а также должно, естественно, сопровождаться некоторым уширением экситонной линии излучения и смещением ее максимума. Эти эффекты наблюдаются при больших концентрациях экситонов и интерпретируются как результат образования электронно-дырочных капель, образующихся за счет взаимодействия экситонов [1]. Однако, как мы видим, возможна, в принципе, и другая интерпретация этих экспериментальных данных. Более того, в работе [4] приведены достаточно веские экспериментальные доказательства того, что обсуждаемые эффекты связаны, именно, с существенно неравновесными условиями, при которых изучается экситонное излучение.

При относительно больших температурах или уровнях возбуждения экситоны вообще перестают существовать, распадаясь на почти свободные электроны и дырки [1]. Рассмотренный механизм расслоения относится и к этому случаю, причем, когда эффективные массы носителей равны между собой, условие расслоения квазинейтральной электронно-дырочной плазмы и величина критического вектора K_0 , относительно которого оно происходит, точно определяются выражениями (6) и (5), соответственно. Естественно, что электронно-дырочная плазма значительно легче разогревается как в процессе фотогенерации, так и в электрическом поле. При этом, условие расслоения (7) выполняется не только для невырожденных, но и для сильно вырожденных носителей, поскольку в последнем случае независимо от механизма релаксации $\alpha = 0$, а $\beta = 1$ [5].

Институт радиотехники
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
2 апреля 1976 г.

Литература

- [1] Л.В.Келдыш, УФН, 100, 514, 1970, Сб. под ред. Б.М.Вула „Экситоны в полупроводниках”, М., изд. Наука, 1971.
- [2] А.Ф.Волков, Ш.М.Коган, УФН, 96, 633, 1968.
- [3] Ф.Г.Басс, Ю.Г.Гуревич, Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда, М., изд. Наука, 1975.
- [4] В.Н.Иванов, М.С.Мурашев, А.П.Шотов, Труды XI Междунар. конф. по физике полупроводников, Варшава, 1972, стр. 170.
- [5] В.Л.Бонч-Бруевич, ЖЭТФ, 67, 2204, 1974.